A tricritical point of the superconducting phase transformation in the anisotropic charged layered lattice XY model II

異方的電荷を持った層状XY格子モデルにおける超伝導相転移の三重臨界点 II

Morishige YONEDA

Department of Electric Engineering, Nippon Electric College, 1-25-4 Hyakunincyo Shinjyuku-ku
Tokyo, 160 JAPAN TEL: 81-3-3369-9333 FAX: 81-3-3363-7685 e-mail: yoneda@ts.nippon-ec.ac.jp

Masaaki NIWA, and Shozo SHINOHARA

Department of Materials Science and Engineering, Tokyo Denki University, 2-2 Kanda Nishikicyo
Chiyoda-ku Tokyo, 101 JAPAN TEL: 81-3-5280-3403 FAX: 81-3-5280-3570

(Received 25, April 1997 Accepted 27, May 1997)

In our previous paper, the anisotropic charged layered XY lattice model in high T_c superconducting oxide was introduced and the phase transition of this model was investigated using the mean field plus two loop effective energy without magnetic fluctuation. In this paper, the critical temperature and tricritical point were investigated using the mean field approximation plus anisotropic magnetic fluctuation correction. It was found that the critical temperature and tricritical point were inversely proportional to the anisotropic parameter γ of the Josephson-coupling constant.

Keywords: anisotropic charged layered XY lattice model, high T_c superconducting oxide, tricritical point, anisotropic parameter, anisotropic magnetic fluctuation correction.

1. INTRODUCTION

酸化物高温超伝導体は2次元CuO₂が層状に積み重なった化合物であり、異方性がとても強く、大きな熱的揺らぎと磁氣的揺らぎを持つ系であるため、磁束ガラス状態、¹ 絡み合った磁束状態²をはじめとした、従来の超伝導体と比べて特異な渦糸状態の存在可能性が数多く報告されて来た。前回の論文³に於いて、我々はこのような系の現象論モデルとして層内と層間のJosephson結合定数だけでなく、磁場の透磁率に対しても異方性を持つ、異方的電荷を持った層状XY格子モデル³を提案し、effective energy^{3,4}の方法から磁場との相互作用がない場合の平均場近似の結果に2 loop^{3,5}の補正を加えた転移温度 T_c を求め、 T_c 近傍上側の温度領域で三重臨界点^{3,6}が存在する可能性を示した。今回の論文に於いて、我々は前回の論文で取り扱わなかった磁氣的揺らぎの補正を取り入れ

たときの相転移について調べ、「転移温度と三重臨界点³がJosephson結合定数の異方性パラメータ $\gamma \equiv J_{\perp}/J_{\parallel}$ が小さい程高くなる傾向にある。」という既存の現象論的モデルでは説明出来ない結論を得ることが出来た。以下に本論文の構成を述べる：Section. IIではモデルの簡単に磁氣的性質について説明し、Section. IIIでは磁氣的揺らぎ取り入れた場合の転移温度と三重臨界点の計算方法について述べる。Section. IVでは2種類の異方性パラメータ $\gamma \equiv J_{\perp}/J_{\parallel}$ と $\sigma \equiv \mu_{\perp}/\mu_{\parallel}$ から転移温度と三重臨界点を見積もった結果について示した。最後のSection. Vでまとめと今後の展望を述べる。

II. MAGNETIC PROPERTY OF THE MODELS

我々は前回の論文³に於いて2重の異方性（それぞれ層内と層間のJosephson結合定数 $J_{\parallel}, J_{\perp}$ 及び層内と層間の透磁率 $\mu_{\parallel}, \mu_{\perp}$ ）によって特徴づけら

れる異方的電荷を持った層状 XY 格子モデル³ を導入し、このモデルの有効理論から異方的電荷を持つ格子Lawrance-Doniach⁷ モデルを導出した。

この分配関数は2次元シート内の座標を $\mathbf{x}$ 、層番号を z とする層状空間 $x = (\mathbf{x}, z)$ 内の超伝導秩序パラメータ $\psi(x) \equiv |\psi(x)|e^{i\theta(x)}$ と電磁 potential $A_j(x)$ の汎関数として次式で与えられる

$$Z(\beta) = \prod_{x=1}^{MN} \prod_{j=1}^3 \int dA_j(x) \Phi(A) \times \exp \left[-\frac{1}{2} \sum_{x,x'} \sum_{j,l} [A_j(x) (-\delta_{jl} \nabla_l \nabla_l + \nabla_l \nabla_j) A_j(x')] \right] \times \prod_{x=1}^{NM} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{d\psi(x) d\psi^*(x)}{4\pi \tilde{D} \beta_{||}} \exp \left[-\beta E(\psi, \psi^*, A_j) \right], \quad (2.1a)$$

$$\beta E = \sum_{x=1}^{MN} \left\{ \frac{1}{4\tilde{D}\beta_{||}} |\psi(x)|^2 - \ln I_0 \left[|\hat{\psi}(x)| \right] \right\}, \quad (2.1b)$$

$$\hat{\psi}(x) \equiv \sqrt{1 + \frac{1}{2\tilde{D}} \left(\sum_{j=1}^2 \bar{\Gamma}_j \Gamma_j + \bar{\Gamma}_z \Gamma_z \right)} \psi(x), \quad (2.1c)$$

ここで異方的次元 $\tilde{D}(\gamma) \equiv 2 + \gamma$ は異方性パラメータ $\gamma \equiv J_{\perp}/J_{||} = Lm_{||}^*/am_{\perp}^*$, ($0 \leq \gamma \leq 1$) の関数として表わされる。また共変差分演算子 Γ_j は

$$\Gamma_j \psi(x) \equiv \psi(x + \mathbf{e}_j) \exp \left[-iq_j A_j(x) \right] - \psi(x), \quad (2.2)$$

によって定義され、 $q_{||} = q_1 = q_2$, $q_{\perp} = q_3$ は

$$q_{||} \equiv \frac{2\pi}{\Phi_0} \sqrt{\frac{\mu_{\perp}}{\beta}}, \quad q_{\perp} \equiv \frac{2\pi}{\Phi_0} \sqrt{\frac{\mu_{||}}{\beta}}, \quad (2.3)$$

で与えられる異方的な電荷、 $\Phi_0 \equiv h/2e$ は磁束量子を表している。また電磁ポテンシャル $A_j(x)$ の運動エネルギー項に於ける異方的差分演算子 ∇_j は

$$[\nabla_1, \nabla_2, \nabla_3] \equiv \left[\nabla_x, \nabla_y, \sqrt{\frac{\mu_{\perp}}{\mu_{||}}} \nabla_z \right], \quad (2.4)$$

で与えられている。(2.1b) から層方向と層に垂直な方向のコヒーレント長さ $\xi_{||}, \xi_{\perp}$ は

$$\xi_{||}^2 \equiv \frac{1}{4\tilde{D}} \left/ \left(\frac{1}{\tilde{D}\beta_{||}} - 1 \right) \right., \quad \xi_{\perp}^2 \equiv \frac{\gamma}{4\tilde{D}} \left/ \left(\frac{1}{\tilde{D}\beta_{||}} - 1 \right) \right., \quad (2.5)$$

となり、これらの比は Josephson 結合定数の異方性パラメータ $\gamma \equiv J_{\perp}/J_{||}$ のみに依存する。

同様に層方向と層に垂直な方向の London の侵入深さ $\lambda_{||}, \lambda_{\perp}$ は

$$\lambda_{||}^2 \equiv \frac{1}{2} \left/ \frac{q_{||}^2}{8\tilde{D}} |\psi_0|^2 \right., \quad \lambda_{\perp}^2 \equiv \frac{1}{2} \left/ \frac{q_{\perp}^2}{8\tilde{D}} |\psi_0|^2 \right., \quad (2.6)$$

となる。ここで

$$|\psi_0| \equiv \sqrt{8 \left(\frac{1}{\tilde{D}\beta_{||}} - 1 \right)}, \quad (2.7)$$

は平均場近似による超伝導秩序パラメータの停留値である。London の侵入深さとコヒーレントレングスの比から、第1種と第2種超伝導体を区別するパラメータとして層方向と層に垂直な方向の GL パラメータ $\kappa_{||}, \kappa_{\perp}$ ($> 1/\sqrt{2}$ のとき第2種、 $\leq 1/\sqrt{2}$ のとき第1種) はそれぞれ

$$\kappa_{||} \equiv \frac{\lambda_{||}}{\sqrt{2}\xi_{||}} = \frac{\tilde{D}}{q_{||}}, \quad \kappa_{\perp} \equiv \frac{\lambda_{\perp}}{\sqrt{2}\xi_{\perp}} = \frac{\tilde{D}}{q_{\perp}\gamma}, \quad (2.8)$$

と求まる。ここで重用なことは、我々のモデルでは侵入深さと GL パラメータの異方性は Josephson 結合定数の異方性 $\gamma \equiv J_{\perp}/J_{||}$ のみでなく、透磁率の異方性にも依存しているということである。

III. THE CALCULATION OF MAGNETIC FLUCTUATION

この章では異方的な磁氣的揺らぎをどのように取り扱うのか、その具体的な計算のテクニックについて簡単に述べる。一般に (2.1b) の effective energy $E(\psi, \psi^*, A_j)$ は無限次の磁氣的揺らぎ (A_j の揺らぎ) を含んでいるが、ここでは磁氣的揺らぎが小さい場合として2次までの揺らぎを考える。(2.1c) から秩序パラメータの揺らぎ $\hat{\psi}(x) \equiv \psi + \delta\hat{\psi}$

$$\delta\hat{\psi} \equiv \frac{1}{4\tilde{D}} \left(\sum_{j=1}^2 \bar{\Gamma}_j \Gamma_j + \bar{\Gamma}_z \Gamma_z \right) \psi(x), \quad (3.1)$$

を (2.1b) の右辺第2項に用いると

$$\ln I_0 \left(|\hat{\psi}(x)| \right) \equiv \ln I_0 \left(|\psi(x)| \right) + \left[\frac{f^{ij}}{8\tilde{D}} \psi^*(x) \nabla_i \nabla_j \psi(x) + \eta^{ij} A_i(x) j_j(x) - \frac{M^2 g^{ij}}{2} A_i(x) A_j(x) \right], \quad (3.2a)$$

$$j_i(x) \equiv i \frac{q_{||}}{8\tilde{D}} \left[\psi(x) \nabla_i \psi^*(x) - \psi^*(x) \nabla_i \psi(x) \right], \quad (3.2b)$$

$$M^2(x) \equiv \frac{q_{||}^2}{4\tilde{D}} \frac{I_1 \left(|\psi(x)| \right)}{I_0 \left(|\psi(x)| \right)} |\psi(x)|, \quad (3.2c)$$

$$g_{ij} \equiv \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \gamma/\sigma \end{bmatrix}, \quad \eta_{ij} \equiv \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \gamma/\sqrt{\sigma} \end{bmatrix},$$

$$f_{ij} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \gamma \end{bmatrix}, \quad \sigma \equiv \mu_{\perp} / \mu_{\parallel} \quad (3.2d)$$

ここで $\sigma \equiv \mu_{\perp} / \mu_{\parallel}$ は磁氣的異方性パラメータ、 $j_l(x)$ は超伝導電流を表し、関数 $M^2(x)$ はもし秩序パラメータの振幅 $|\psi(x)|$ が空間的に一様な場合は電磁場をマイスナー効果により遮蔽する mass に相当している。いま (3.2a) を (2.1a) に用い、電磁ポテンシャル $A_j(x)$ について積分すると

$$\begin{aligned} Z(\beta) &= (\sqrt{2\pi})^{2MN} \int \prod_x \frac{d\psi(x) d\psi^*(x)}{4\pi\tilde{D}\beta} \\ &\times \exp \left\{ \frac{1}{2} \sum_{x,x'} \eta^l j_l(x) [-\delta_{ij} \bar{\nabla}_l \nabla_l + M^2 g^{ij}]^{-1} \eta^m j_m(x') \right. \\ &- \frac{1}{2} \text{Tr} \ln [-\delta_{ij} \bar{\nabla}_l \nabla_l + M^2 g^{ij}] - \sum_x \frac{1}{4\tilde{D}\beta_{\parallel}} |\psi(x)|^2 \\ &\left. + \frac{1}{8\tilde{D}} \sum_x \psi^*(x) f^{ij} \bar{\nabla}_i \nabla_j \psi(x) + \ln I_0[|\psi(x)|] \right\}, \quad (3.3) \end{aligned}$$

となる。ただし gauge 固定条件として、次の異方的 coulomb gauge

$$\bar{\nabla}_i A_i(x) = \sum_{j=1}^2 \bar{\nabla}_j A_j(x) + \sqrt{\sigma} \bar{\nabla}_z A_z(x) = 0, \quad (3.4)$$

を用いた。(3.3) から揺らぎの寄与は $e^{\frac{-1}{2} \text{Tr} \ln [\]}$ を計算すればよいから、これを次式のように置く

$$\exp \left\{ \frac{-1}{2} \text{Tr} \ln [-\delta_{ij} \bar{\nabla}_l \nabla_l + M^2 g^{ij}] \right\} = \det(-\bar{\nabla}_j \nabla_j)^{-\frac{1}{2}} \exp \left[\frac{-1}{2} \text{Tr} \ln (\delta_{ij} + g^{ij} M^2 \eta_0) \right], \quad (3.5)$$

ここで $\eta_0(x; \sigma)$ は質量がゼロの異方的格子ポテンシャルで一般に質量が有限な場合は

$$\begin{aligned} \eta_m(x; \sigma) &\equiv \frac{1}{MN} \sum_k e^{i \sum_{j=1}^3 k_j x_j} \left[m^2 + 2\tilde{D}(\sigma) \right. \\ &\left. - 2 \sum_{j=1}^2 \cos k_j a - 2\sigma \cos k_z \text{La} \right]^{-1}, \quad (3.6) \end{aligned}$$

により定義される。いま $q_{\parallel}^2$ が小さい領域（低温領域）に於ける trace の展開式

$$\text{Tr} \ln [\delta_{ij} + g^{ij} M^2 \eta_0] = - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \text{Tr} [g^{ij} M^2 \eta_0]^n, \quad (3.7)$$

を2次の項まで計算すると

$$\text{Tr} [g^{ij} \eta_0 M^2] = (2 + \gamma/\sigma) \eta_0(0; \sigma) \sum_x M^2(x), \quad (3.8)$$

$$\begin{aligned} \text{Tr} [g^{ij} \eta_0 M^2]^2 &= \left[2 + (\gamma/\sigma)^2 \sum_{x,y} \eta_0^2(x-y; \sigma) M^2(x) M^2(y) \right], \quad (3.9) \end{aligned}$$

$$M^2(x) \equiv \frac{q_{\parallel}^2}{\tilde{D}} \left[\frac{|\psi(x)|^2}{8} - \frac{|\psi(x)|^4}{64} \right], \quad (3.10)$$

となり、(3.3) の分配関数 $Z(\beta)$ は

$$\begin{aligned} Z(\beta) &= (\sqrt{2\pi})^{2MN} \int \prod_x \frac{d\psi(x) d\psi^*(x)}{4\pi\tilde{D}\beta} \\ &\times \exp \left\{ \frac{1}{8\tilde{D}} \sum_x \psi^*(x) f^{ij} \bar{\nabla}_i \nabla_j \psi(x) \right. \\ &+ \frac{1}{2} \sum_{x,x'} \eta^l j_l(x) [-\delta_{ij} \bar{\nabla}_l \nabla_l + M^2 g^{ij}]^{-1} \eta^m j_m(x') \\ &- \frac{1}{4} \left[\frac{1}{\tilde{D}\beta_{\parallel}} + \frac{q_{\parallel}^2 \eta_0(0; \sigma)}{4\tilde{D}} (2 + \gamma/\sigma) - 1 \right] \sum_x |\psi(x)|^2 \\ &+ \frac{q_{\parallel}^4}{256\tilde{D}^2} \left[2 + (\gamma/\sigma)^2 \sum_{x,y} \eta_0^2(x-y; \sigma) |\psi(x)|^2 |\psi(y)|^2 \right. \\ &\left. + \frac{1}{64} \left[\frac{q_{\parallel}^2 \eta_0(0; \sigma)}{2\tilde{D}} (2 + \gamma/\sigma) - 1 \right] \sum_x |\psi(x)|^4 \right\}, \quad (3.11) \end{aligned}$$

と置くことが出来る。

IV. ESTIMATION OF THE CRITICAL TEMPERATURE AND TRICRITICAL POINT

この章では(3.11)式の分配関数から2種類の異方性パラメータ $\gamma \equiv J_{\perp}/J_{\parallel}$ と $\sigma \equiv \mu_{\perp}/\mu_{\parallel}$ の関数とし

て転移温度と三重臨界点を見積もってみる。

いま(3.11)式の第4項を簡単のため、最も有効である $x=y$ での相互作用のみ考え、秩序パラメータの振幅が空間的に一様 $|\psi(x)| = \psi_0 = \text{const}$ な場合の

平均場近似による単層単一格子点当たりの free energy f_0^{MF} ^{3,4} を求めると

$$\begin{aligned} -\beta f_0^{MF} &= -\frac{1}{4} \left\{ \frac{1}{\tilde{D}\beta_{\parallel}} + \frac{q_{\parallel}^2 \eta_0(0; \sigma)}{4\tilde{D}} (2 + \gamma/\sigma) - 1 \right\} |\psi|^2 \\ &+ \frac{1}{64} \left\{ \frac{q_{\parallel}^4}{4\tilde{D}^2} \left[2 + (\gamma/\sigma)^2 \right] \eta_0^2(0; \sigma) \right. \\ &\left. + \frac{q_{\parallel}^2 \eta_0(0; \sigma)}{2\tilde{D}} (2 + \gamma/\sigma) - 1 \right\} |\psi|^4, \quad (4.1) \end{aligned}$$

となり、転移温度 T_c^{MF} と3重臨界点 T_{tr}^{MF} は

$$k_B T_c^{MF} = \frac{J_{\parallel} \tilde{D}}{1 + J_{\parallel} \tilde{\mu}_{\perp} \eta_0(0; \sigma) (2 + \gamma/\sigma)}, \quad (4.2)$$

$$K_B T_{tr}^{MF} = \frac{J_{\parallel} \tilde{D} \left\{ -(2 + \gamma/\sigma) + \sqrt{(2 + \gamma/\sigma)^2 + 8 + 4(\gamma/\sigma)^2} \right\}}{4 J_{\parallel} \tilde{\mu}_{\perp} [2 + (\gamma/\sigma)^2] \eta_0(0; \sigma)}, \quad (4.3)$$

と求まる。ただし、ここで

$$\tilde{\mu}_{||} \equiv \frac{e^2 \mu_{||}}{\hbar^2}, \quad \tilde{\mu}_{\perp} \equiv \frac{e^2 \mu_{\perp}}{\hbar^2}, \quad (4.4)$$

と置いた。いま、 T_{lc}^{MF} と T_c^{MF} を見積もるため、磁氣的異方性が弱く ($\sigma \approx 1$) 3 次元の場合と、磁氣的異方性が非常に強く ($\sigma \ll 1$) 2 次元の場合の両極限の場合について、 m が小さいときの格子ポテンシャル $\mathcal{V}_m(0; \sigma)$ の漸近的近似形⁴ を用いる。

(i) $\mathcal{V}_m(0; \sigma)$ の漸近的近似形 ($\sigma \approx 1$)

この条件でポテンシャルの漸近的近似形は

$$\mathcal{V}_m(0; \sigma) \equiv \sum_{n=0}^{\infty} \frac{h_n}{[m^2 + 2\tilde{D}]^{n+1}} \equiv \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(h_n - \tilde{H}_n)}{[m^2 + 2\tilde{D}]^{n+1}} + \frac{\sqrt{4+2\sigma} \sqrt{m^2 + 8 + 4\sigma} - \sqrt{m^2}}{4\pi\sqrt{\sigma} \sqrt{m^2 + 4 + 2\sigma}}, \quad (4.5a)$$

$$h_0 = H_0 = 1, \quad h_n \equiv n! \sum_{j=0,2,4}^n \frac{(\sigma)^{n-j}}{\left[\left(\frac{n-j}{2}\right)!\right]^2 j!} H_j, \quad (4.5b)$$

$$\tilde{H}_n \equiv (\sigma)^{-\frac{1}{2}} \frac{\sqrt{4+2\sigma} (2n)! (4+2\sigma)^{n+1}}{4\pi 2^{2n} (n!)^2 (n+1)}, \quad (4.5c)$$

と表わされる。ここで、 h_n, H_n はそれぞれ n 番目の異方的 hopping 定数³、等方的 hopping 定数⁴を表わし、これらの具体的数値については前回の論文³で示した。 $\sigma \approx 1$ のときの $\mathcal{V}_m(0; \sigma)$ の漸近的近似形(4.5a)を(4.2), (4.3)に用い、異方性パラメータ γ の関数として規格化転移温度 $t_c^{MF} \equiv k_B T_c^{MF} / J_{||} \tilde{D}$ と規格化三重臨界点 $t_{tr}^{MF} \equiv K_B T_{tr}^{MF} / J_{||} \tilde{D}$ を $J_{||} \tilde{\mu}_{\perp} = 1$ 、 $\sigma = 0.1, 0.2, 0.4, 0.8$ の場合についてプロットした結果をFig.1, Fig.2に示した。

(ii) $\mathcal{V}_m(0; \sigma)$ の漸近的近似形 ($\sigma \ll 1$)

この条件でポテンシャルの漸近的近似形

$$\mathcal{V}_m(0; \sigma) = \frac{-1}{4\pi} \left[\ln(m^2 + 2\sigma) - \ln(m^2 + 8 + 2\sigma) \right] + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(h_n - \tilde{h}_n)}{[m^2 + 2\tilde{D}]^{n+1}}, \quad (4.6a)$$

$$\tilde{h}_n(m^2) \equiv \frac{4^{n+1} [m^2 + 4 + 2\sigma]^{\sigma/2}}{2\pi(n+1)}. \quad (4.6b)$$

と表わせる。

(4.5a)~(4.6b)式から、異方性パラメータ γ に対する平均場近似による規格化転移温度 t_c^{MF} と規格化三重臨界点 t_{tr}^{MF} を $J_{||} \tilde{\mu}_{\perp} = 1$ の場合についてプ

ロットした結果をFig.3~Fig.4に示した。

FIG.1. The normalized mean-field critical temperature t_c^{MF} as a function of the anisotropic parameter γ for $J_{||} \tilde{\mu}_{\perp} = 1$ and various values of the magnetic anisotropy parameter $\sigma = 0.1, 0.2, 0.4, 0.8$ in anisotropic charged layered XY lattice model, where we use the asymptotic approximate form of the anisotropic lattice potential in Eqs.(4.5a).

FIG.2. The normalized mean-field tricritical point t_{tr}^{MF} as a function of the anisotropic parameter γ for $J_{||} \tilde{\mu}_{\perp} = 1$ and various values of the magnetic anisotropy parameter $\sigma = 0.1, 0.2, 0.4, 0.8$ in anisotropic charged layered XY lattice model, where we use the asymptotic approximate form of the anisotropic lattice potential in Eqs.(4.5a).

FIG.3. The normalized mean-field critical temperature t_c^{MF} as a function of the anisotropic parameter γ for $J_{\parallel}\tilde{\mu}_{\perp}=1$ and various values of the magnetic anisotropic parameter $\sigma=0.0008, 0.002, 0.006, 0.01$ in anisotropic charged layered XY lattice model, where we use the asymptotic approximate form of the anisotropic lattice potential in Eqs.(4.6a).

FIG.4. The normalized mean-field tricritical point t_{tr}^{MF} as a function of the anisotropic parameter γ for $J_{\parallel}\tilde{\mu}_{\perp}=1$ and various values of the magnetic anisotropic parameter $\sigma=0.0008, 0.002, 0.006, 0.01$ in anisotropic charged layered XY lattice model, where we use the asymptotic approximate form of the anisotropic lattice potential in Eqs.(4.6a).

さらに前回の論文³同様(4.2)の結果に2 loop^{10,12}の補正を加えた規格化転移温度 t_c^{2loop} は

$$t_c^{2loop} = \left[1 + J_{\parallel} \tilde{\mu}_{\perp} (2 + \gamma/\sigma) \eta_0(0; \sigma) \right]^{-1} \left\{ 1 - \left[120D^3 + 8D^2(15\gamma^2 + 30\gamma + 8) + 4D(60\gamma^3 - 60\gamma^2 - 58\gamma - 45) + 2\gamma(105\gamma^3 + 122\gamma^2 - 45) \right] / 192(D + \gamma)^4 \right\}, \quad (4.7)$$

となる。この t_c^{2loop} を異方性パラメータ γ の関数として $\eta_0(0; \sigma)$ が3次元的($\sigma \approx 1$)な場合と2次元的($\sigma \ll 1$)な場合の両極限の漸近的近似形(4.5a), (4.6a)を用いて $J_{\parallel}\tilde{\mu}_{\perp}=1$ の場合についてそれぞれ

Fig.5とFig.6にプロットした。

FIG.5. The normalized 2-loop critical temperature t_c^{2loop} as a function of the anisotropic parameter γ for $J_{\parallel}\tilde{\mu}_{\perp}=1$ and various values of the magnetic anisotropic parameter $\sigma=0.1, 0.2, 0.4, 0.8$ in anisotropic charged layered XY lattice model, where we use the asymptotic approximate form of the anisotropic lattice potential in Eqs.(4.5a).

FIG.6. The normalized 2-loop critical temperature t_c^{2loop} as a function of the anisotropic parameter γ for $J_{||}\tilde{\mu}_{\perp}=1$ and various values of the magnetic anisotropic parameter $\sigma=0.0008, 0.002, 0.006, 0.01$ in anisotropic charged layered XY lattice model, where we use the asymptotic approximate form of the anisotropic lattice potential in Eqs.(4.6a).

V. SUMMARY AND DISCUSSION

前回論文では磁場との相互作用がない場合の平均場近似の結果に2-loopの揺らぎの寄与を取り入れて転移温度、三重臨界点、熱力学的諸量等を計算した。今回の論文では磁場的揺らぎの寄与を取り入れ、それぞれの磁氣的異方性パラメータ異方性パラメータ σ の値に対し、Josephson 結合定数の異方性パラメータ γ の関数として、異方的格子ポテンシャル $\psi_0(0; \sigma)$ が3次元的($\sigma \approx 1$)な場合と2次元性($\sigma < 1$)な場合の両極限の漸近的近似形を用いて転移温度と3重臨界点を計算した。これらの結果は磁場的揺らぎがない場合の結果と比べて次2つの点で著しく異なっている。

(i) 「Josephson 結合定数の異方性パラメータ $\gamma \equiv J_{\perp}/J_{||}$ が小さい程、転移温度は高くなる傾向にある。」

(ii) 「同じ γ, σ での3重臨界点は必ずしも転移温度より高温側にあるとは限らない。」

ここで(i)の結果は特に重大である。なぜなら通常の非酸化物超伝導体では2次元性が強くなる程(γ が小さい程)、超伝導転移温度は低くなり、完全な2次元系($\gamma=0$)では超伝導転移温度は消失すると考えられている。しかしながら酸化物超伝導体に於いては異方性(2次元性)が非常に強いにもかかわらず従来の超伝導体と比べ非常に高い超伝導転移温度を有し、ほぼ(i)の性質を満たしていると言えるが、この最も重要で基本的な事実を存続の現象論的モデルであるGL理論や我々が前回取り扱った磁氣的揺らぎがない層状XY格子モデルでは説明

することは出来なかった。

今回、我々は転移温度を見積もるにあたって(4.2)又は(4.7)に於いてたまたま $J_{||}\tilde{\mu}_{\perp}=1$ と置いたが、これがもし $J_{||}\tilde{\mu}_{\perp} < 1$ ならその転移温度は磁氣的揺らぎがない場合の結果に近づき、酸化物超伝導体特有の性質である(i)は満たさなくなり、さらに磁氣的揺らぎが完全に2次元の極限である $\mu_{\perp} \rightarrow 0$ ($\sigma \rightarrow 0$)に於いては異方的格子ポテンシャル $\psi_0(0; \sigma)$ が対数発散し、転移温度は絶対0度でしか存在しえなくなる。この結果はKT転移⁸等とも関連していると考えられる。

(ii)の結果は3重臨界点が必ずしも磁氣的揺らぎがない場合のように転移温度より高くなるとは限らず、2種類の異方性のパラメータ γ, σ のとりうる値によって複雑に変化するということである。これは酸化物超伝導体の渦糸状態で予言されているような多様な磁氣的秩序が存在することを示唆しているが、この具体的な相図については今後の我々の論文で述べることを予定している。

REFERENCES

- ¹ M.P.A.Fisher, Phys.Rev.Lett.65(1990),923.
- ² D.R.Nelson, Phys.Rev.Lett. 60(1988)1973.
D.R.Nelson and H.S.Seung, Phys. Rev. B39(1989)9153.
D.R.Nelson, J.Stat.Phys. 57(1989)511.
- ³ M.Yoneda, M.Niwa and S.Shinohara J.Adv.Sci., Vol.9 No.1 (1997),(to be published in Japanese)
- ⁴ H.Kleinert, *Gauge Fields in Condense matter*, (World Scientific Pub.,1989).
- ⁵ T.Matsui, H.Kleinert and S.Ami, Phys.Lett B143, 199 (1984).
- ⁶ H.Kleinert, Lett.Nuovo Cim.35(1982), 405.
- ⁷ E.W.Lawrence and S.Donaich, In Proc 12th Int. Conf on Low Temperature Physics Kyoto (1970) ed. E.Kanda (Academic Press of Japan, Kyoto, 1971), P.361.
- ⁸ J.M.Kosterlitz and D.J.Thouless, J.Phys. C6(1973).